



TITLE:

ベナール対流の臨界点近傍における流速測定(非線型・非平衡状態の統計力学,研究会報告)

AUTHOR(S):

槌屋, 嘉実; 川久保, 達之; 中村, 圭一

CITATION:

槌屋, 嘉実 ...[et al]. ベナール対流の臨界点近傍における流速測定(非線型・非平衡状態の統計力学,研究会報告). 物性研究 1981, 35(6): F39-F42

ISSUE DATE:

1981-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/90199>

RIGHT:

ベナール対流の臨界点近傍における流速測定

東工大・理 槌屋嘉実・川久保達之
東工大・総理工 中村圭一

ベナール対流は非平衡、非線形系における典型的な散逸構造として注目され転移点近傍から乱流状態まで非常に幅広く研究されている。特に始めて流速を直接測定したのは Berge 等であるが、彼等は定常な対流状態から乱流領域までの流速を詳細に調べその挙動を明らかにした¹⁾。本研究はレーザー流速計を使って転移点近傍での流速を精度 ($0.1 \mu\text{m/s}$) を上げて測定したものであり以下にその結果を示す。実験に使ったセルは厚さ 10 mm 、広さ $100 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ の長方形容器であり、流体としてシリコンオイルを使った。安定なる温度境界条件を得るためにセル全体を一つの恒温槽に入れて実験を行った。又レーザー流速計は局所的な流速を測定するものであり、一方対流の緩和時間は転移点近傍で非常に長いため本実験では一つの流速を測定するのに約 20 時間サンプリングし平均して求めた。このようにして得られた結果を図-1 に示す。Berge 等が行ったと同様に流速が大きい所での値を外挿して転移点を求め転移点からのずれ ε ($= (\Delta T - \Delta T_c) / \Delta T_c$) に対する流速を両対数プロットしたものが図-2 である。実線の傾きは

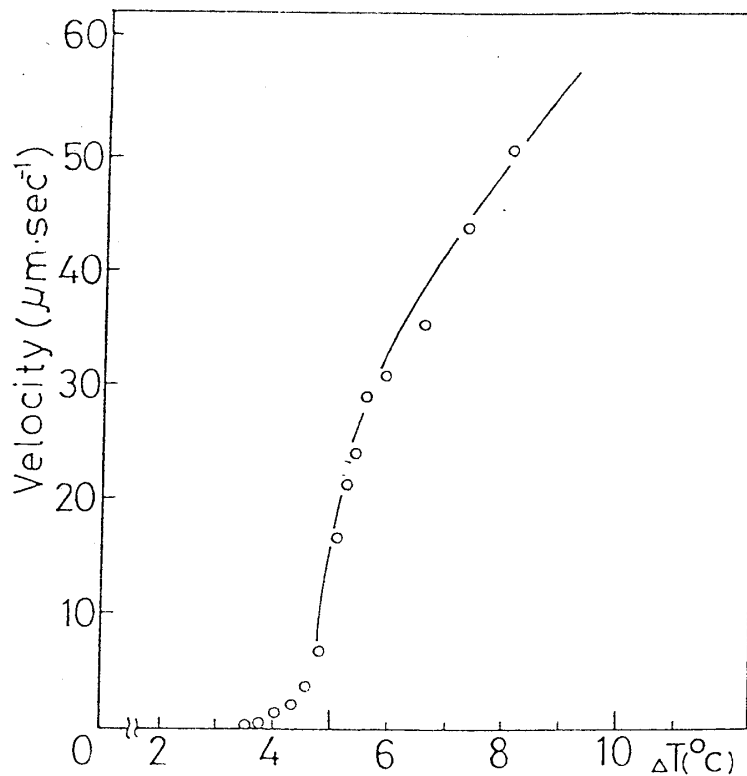


図-1

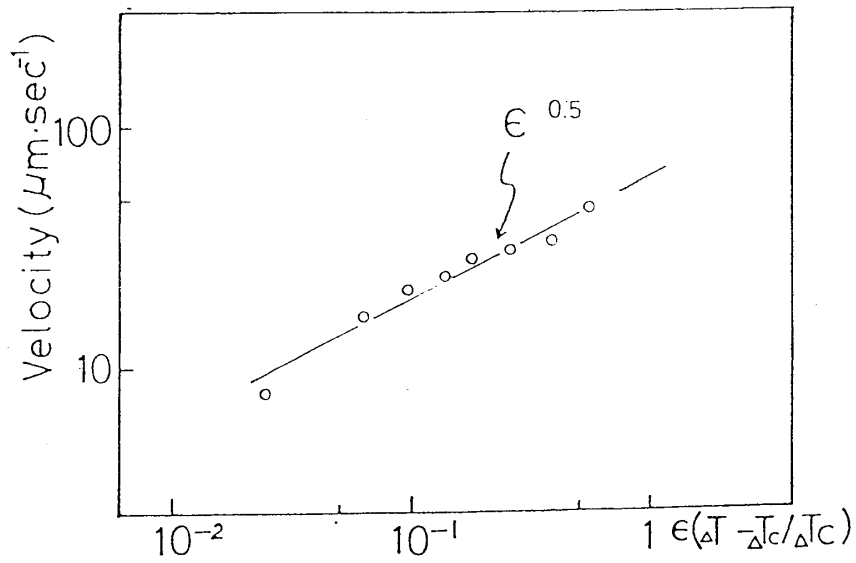


図-2

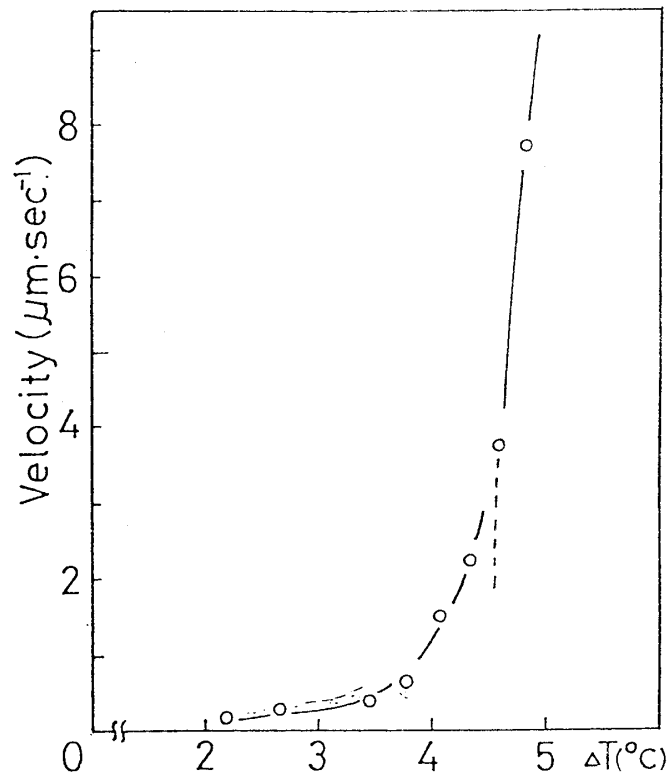


図-3

1/2でありBerge等の結果と一致する。本実験のポイントは図-1の転移点以下に非常に小さいけれども流速が観測されたことである。この領域の縦軸のスケールを拡大して書き直したものを図-3に示す。この流速の挙動を調べるために(流速 $-(\epsilon)$)を両対数でプロットしたものが図-4である。実線は傾き $-3/2$ であるが測定点はほぼその上に乗っている。しかし流速は転移点に近づくにつれて大きくはなるが連続的に対流領域につながっており転移点近傍では

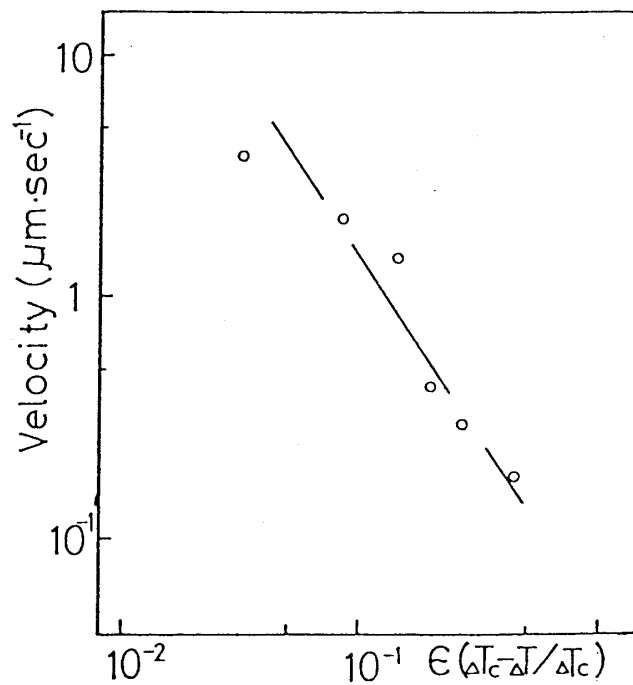


図-4

指数は小さくなっていくはずである。以上の結果はセル内の一点で測定したものであるが、伝導領域で見つかった流れの場所依存性を調べた所、対流領域でのそれとほぼ同様の空間構造をもっていることが分った。又セルの縦横比を変えて（比：10, 6, 3.5）同様の実験を行ったところ流速は同じような挙動を示した。

以下に伝導領域で観測された流速について考える。まず測定上のポイントとして一つはAhlers等の実験でも問題になっている上下の境界層の平行性の問題であるがわれわれの使用したセルの厚さ d は 10 mm あり Δd は 1/20 mm 以下で転移点への影響は 0.1° 以内であり無視できる。(Ahlerの使っているセルは厚さが 1 mm 以下であり Δd の影響が大である。)²⁾ 二つ目はレーザー光による局所的加熱で流れが起る可能性もあるが、これは問題はないことを確認してある。したがってより本質的に定常な流れが生じていると考えられる。最近 Hall 等が実際的なセル、つまりサイド壁を考慮した場合の理論的解析を行っている³⁾。それによると、サイド壁が完全な絶縁体ならば、これまでの理論と同じようにある臨界点で突然対流が起るが、サイド壁が不完全で熱リークがある場合にはもはや臨界点は存在せず伝導領域で流速が起り、流速は $(-\epsilon)^{-1}$ で大きくなり、なめらかに対流領域につながっていくという結果を出している。本実験の結果は、この Hall 等の解析に定性的には非常によく似ておりサイド壁からの影響で生じたという可能性が大きい。しかし実際には $-\epsilon > 2 \times 10^{-2}$ の領域では流速は $(-\epsilon)^{-\frac{3}{2}}$ で成長しており指数が異なる。ただ $(-\epsilon)$ がより小さい領域では当然指数は小さくなるはずであり、理論的解析はより転移点近傍の場合に対応しているのかも知れない。又指数の違いは解析が 2 次元対流を仮定している

ことにも原因があると思われる。本実験では縦横比を変えても流速の挙動は変らなかったが、このことは変え幅が小さかったためにサイド壁の影響がなかったのか、あるいは他の原因による可能性も考える必要があるかもしれない。

参 考 文 献

- 1) P. Berge, et al.; Phys. Rev. Lett. **32**, 1041 ('74), J. Fluid. Mech. **85**, 641 ('78).
- 2) G. Ahlers; Phys. Rev. Lett. **33**, 1185 ('74), Phys. Lett. **62A**, 329 ('77).
- 3) P. Hall, et al.; Proc. R. Soc. Lond. **A358**, 199 ('77).

TAYLOR 渦流の模型方程式

広島大・理 八 幡 英 雄

二つの同軸円筒間に流体を入れ、内側の円筒の回転角速度 Ω を次第に増加させていくと、中の流体には当初方位角方向の一様流が生じるが、 Ω がある大きさを越えると円環面状の定常流が重畳して現われ、この流れのつくる円環面は軸方向に規則正しい間隔をなして位置するようになる (Taylor 渦流)。 Ω をさらに増加していくと方位角方向に規則振動する進行波を伴った渦流が重なり、この波動はさらに大きな Ω で乱れて流れは乱流になる。

この現象を解明するため、Navier-Stokes 方程式より Hopf の仮説にもとづいて Galerkin 法によって速度場振幅の満たす有限次元モード結合常微分方程式系を導出する。Taylor 渦流の空間的周期性を用いて、速度場 \mathbf{v} を軸 z 方向・方位角 θ 方向に Fourier 展開

$$\mathbf{v}(r, \theta, z, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [\mathbf{u}_{l,m}^{+}(r, t) e^{im\theta} \cos laz + \mathbf{u}_{l,m}^{-}(r, t) e^{im\theta} \sin laz]$$

し、Navier-Stokes 方程式より振幅 $\mathbf{u}_{l,m}^{\pm}(r, t)$ のしたがう発展方程式を導びく。次にこれを動径変数 r について適当な直交函数系で展開し、Galerkin 法によりその時間振幅のしたがう非線型常微分方程式系を導出する。

実験的に典型的な場合として、モード ($l=1, m=4$) の時間発展を考えると他にモード ($l=0, m=0$) を取入れれば、最も簡単な閉じたモード結合方程式を得る。この系におけ